# Struktura protonu

Krzysztof Golec-Biernat

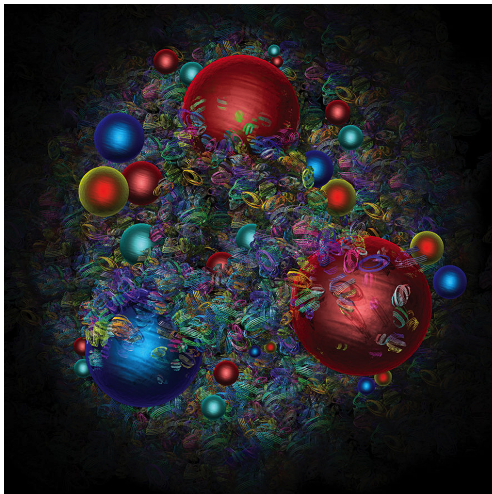
Instytut Fizyki Jądrowej PAN

AGH, 17 stycznia 2020

# Plan

- Motywacja
- Model kwarkowy hadronów
- Rozpraszanie głebokonieelastyczne
- Model partonowy
- QCD
- Równania ewolucji
- Rozkłady partonowe a struktura protonu

# Proton widziany oczami artysty



https://www.quantamagazine.org/physicists-finally-nail-the-protons-size-and-hope-dies-20190911/

# 50 lat modelu partonowego hadronów

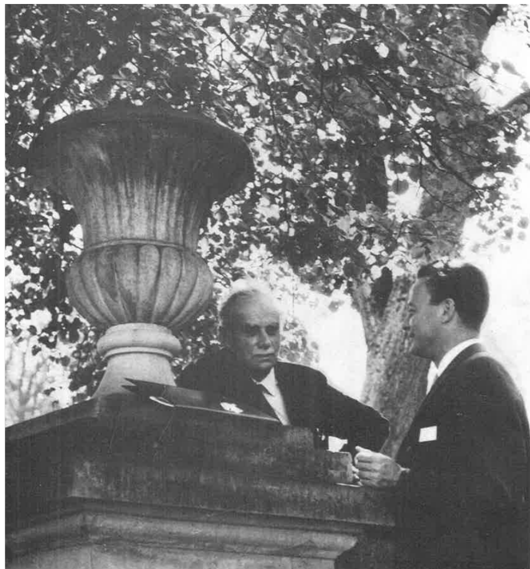
VOLUME 23, NUMBER 24 PHYSICAL REVIEW LETTERS 15 DECEMBER 1969

## VERY HIGH-ENERGY COLLISIONS OF HADRONS

Richard P. Feynman
California Institute of Technology, Pasadena, California
(Received 20 October 1969)

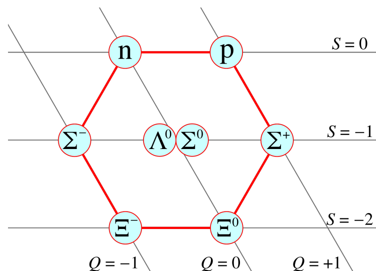
imply almost independently of a model. I have difficulty in writing this note because it is not in the nature of a deductive paper, but is the result of an induction. I am more sure of the conclusions than of any single argument which suggested them to me for they have an internal consistency which surprises me and exceeds the consistency of my deductive arguments which hinted at their existence.

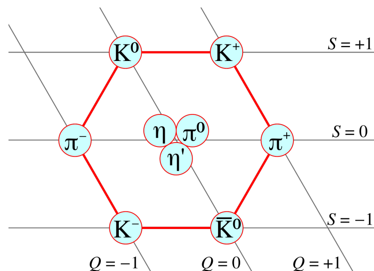
# Dirac i Feynman w Jabłonnej w 1962 roku



# Hadrony

- Hadrony to cząstki oddziałujące silnie:
  - Bariony o spinie połówkowym - fermiony, zakaz Pauliego
  - Mezony o spinie całkowitym - bozony
- Hadrony tworzą multiplety grupy $SU(3)$ (Gell-Mann, Ne'eman 1961)

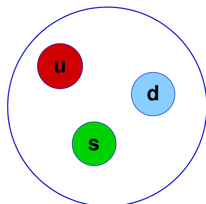



- Rozszerzenie symetrii izospinowej poprzez dodanie dziwności.

# Model kwarkowy hadronów

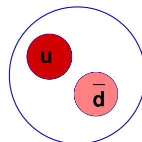
- Gell-Mann, Zweig 1964: Hadrony zbudowane są z kwarków




BARIONY

**TRZY FLAVORY (SMAKI)**

| | | |
|---|---|---|
| UP | 2/3 e | 1/3 B |
| DOWN | –1/3 e | 1/3 B |
| STRANGE | –1/3 e | 1/3 B |




MEZONY

- Stany kwarkowe tworzą fundamentalną reprezentację grupy $SU(3)_f$

$$\text{Bariony}: \quad 3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$$
$$\text{Mezony}: \quad 3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

- Hadrony pogrupowane w oktety, nonety i dekuplety

# Analogia do składania spinów 1/2

- Stany spinu 1/2 tworzą fundamentalną reprezentację grupy $SU(2)$

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \equiv \alpha |\uparrow\rangle + \beta |\downarrow\rangle$$

- Składanie spinów

$$\tfrac{1}{2} \otimes \tfrac{1}{2} = 1 \oplus 0 \qquad \leftrightarrow \qquad 2 \otimes 2 = 3 \oplus 1$$

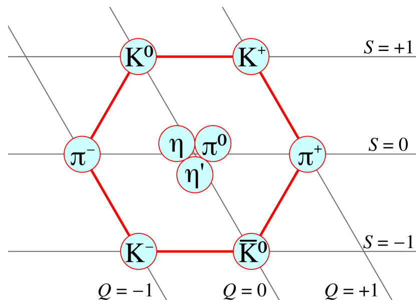
$$\tfrac{1}{2} \otimes \tfrac{1}{2} \otimes \tfrac{1}{2} = \tfrac{3}{2} \oplus \tfrac{1}{2} \oplus \tfrac{1}{2} \qquad \leftrightarrow \qquad 2 \otimes 2 \otimes 2 = 4 \oplus 2 \oplus 2$$

- Przykładowo, składając dwa spiny 1/2 na spin 1

$$|1,1\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle, \qquad |1,0\rangle = \frac{|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle}{\sqrt{2}}, \qquad |1,-1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle,$$

# Nonet mezonów pseudoskalarnych (spin=0)

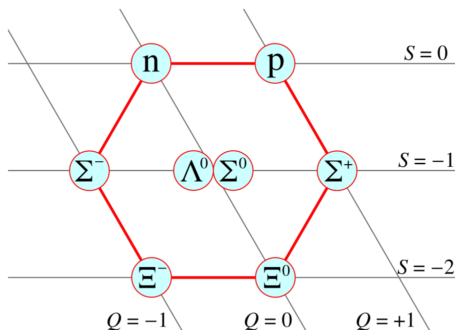
- Kwarki mają spin 1/2 $\longrightarrow$ mezony $q\bar{q}$ o spinie 0 oraz 1




- $S = \pm 1, 0$ jest dziwnością związaną z obecnością kwarka $s$ lub $\bar{s}$

$$|K^0\rangle = |d\bar{s}\rangle \qquad |\eta\rangle = \frac{|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - |s\bar{s}\rangle}{\sqrt{6}}$$

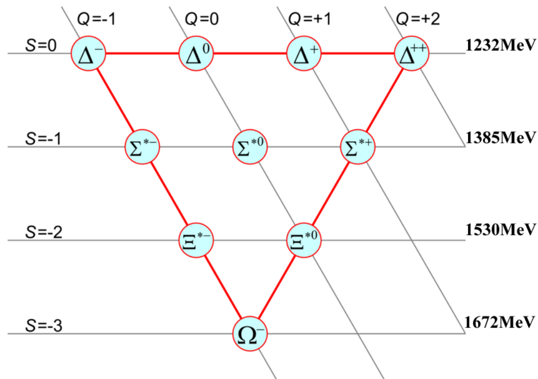
# Oktet barionowy (spin=1/2)




- W modelu kwarkowym neutron i proton to

$$|n\rangle = "|udd\rangle" \otimes |spin\rangle \qquad |p\rangle = "|uud\rangle" \otimes |spin\rangle$$

# Dekuplet barionowy (spin=3/2)



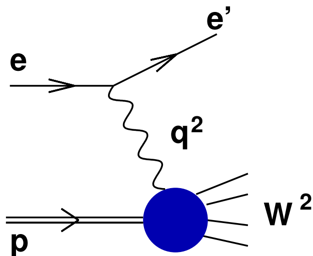

- $|\Delta^{++}\uparrow\rangle = |u\uparrow u\uparrow u\uparrow\rangle$ - potrzebna nowa liczba kwantowa (kolor)
- Symetria $SU(3)_f$ jest łamana przez różne masy w multipletach.

# Kwarki

- Kwarki to fermiony o spinie $1/2$ i ułamkowych ładunkach elektrycznych.
- Rzeczywistość czy tylko matematyczna konstrukcja?
- Czy można zaobserwować kwarki?

# Rozpraszanie głębokonieelastyczne (DIS)

- Rutherford 1912 - rozpraszanie jąder ${}^{4}He$ na atomach złota ${}^{79}Au$
- SLAC 1967-69 - rozpraszanie elektronów $e$ na protonach $p$

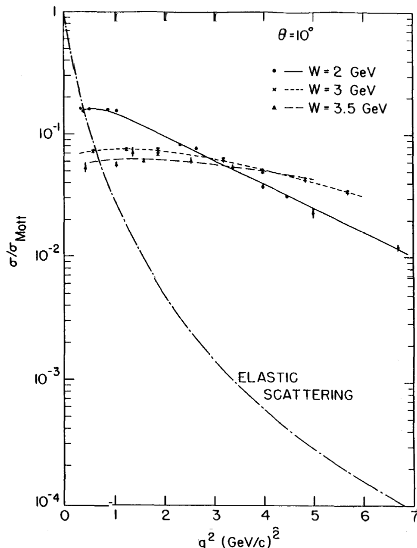



- Wirtualność fotonu:

$$Q^2 \equiv -q^2 = (c\vec{p}_\gamma)^2 - E_\gamma^2 \ > \ 0$$

- Masa niezmiennicza: $W \gg M_p \simeq 1 \ \mathrm{GeV/c^2}$

# Rozpraszanie elastyczne a DIS




- Rozpraszanie elastyczne:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{Mott}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{0.71 GeV^2}\right)^4}$$

- Średni promień ładunkowy

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx 0.8 \cdot 10^{-15} m$$

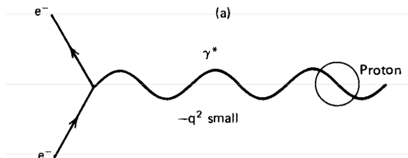
- Brak skali w DIS.
- Rozpraszanie na punktowym obiekcie?

# Rozpraszanie elastyczne a DIS

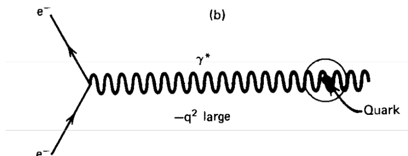
- Długość fali próbkującego fotonu:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{Q^2}}$$

- Małe $Q^2 \ll M_p$




- Duże $Q^2 \gg M_p$

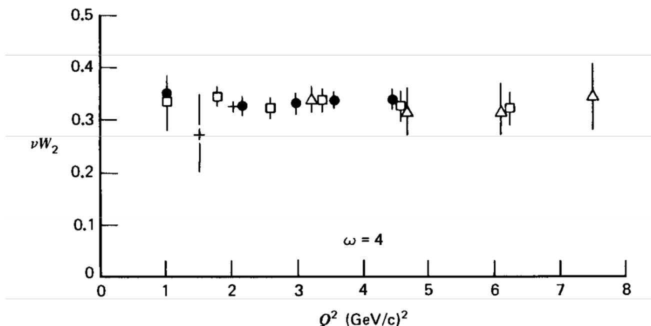


# Skalowanie Bjorkena

- Różniczkowy przekrój czynny dla DIS: $(\nu = E_\gamma)$

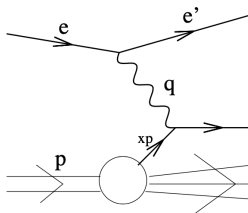
$$\left.\frac{d\sigma}{dE'd\theta}\right|_{Lab} \sim W_2(\nu, Q^2)\cos^2\frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, Q^2)\sin^2\frac{\theta}{2}$$

- Funkcja struktury $\nu W_2$ nie zależy od $Q^2$ dla $Q^2/\nu = const$



# Model partonowy Feynmana

- DIS na swobodnym partonie niosącym ułamek $x$ pędu protonu




- Z zasady zachowania energii-pędu

$$(xp+q)^2 = 0 \quad => \quad x = \frac{-q^2}{2p\cdot q} \overset{\text{Lab}}{=} \frac{Q^2}{2M_p\nu}$$

- Ułamek pędu $x \in (0,1)$ to zmienna Bjorkena mierzona poprzez kinematykę rozproszonego elektronu.

# Skalowanie Bjorkena w modelu Feynmana

- Teraz

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \to F_2(x, Q^2), \qquad\qquad M_p W_1(\nu, Q^2) \to F_1(x, Q^2)$$

- Funkcje struktury wykazują skalowanie Bjorkena

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 \, x \, f_i(x)$$

- $f_i(x)$ - gęstość prawdopodobieństwa znalezienia partonu o ułamku $x$
- Spin 1/2 partonu $\Leftrightarrow$ $F_2 = 2xF_1$ (potwierdzone doświadczalnie).

# Skalowanie Bjorkena w modelu Feynmana

- Teraz

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \to F_2(x, Q^2), \qquad M_p W_1(\nu, Q^2) \to F_1(x, Q^2)$$

- Funkcje struktury wykazują skalowanie Bjorkena

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 \, x \, f_i(x)$$

- $f_i(x)$ - gęstość prawdopodobieństwa znalezienia partonu o ułamku $x$
- Spin 1/2 partonu $\Leftrightarrow$ $F_2 = 2xF_1$ (potwierdzone doświadczalnie).

Partony Feynmana to kwarki Gell-Manna

# Paradoks?

- Czy w silnie związanym protonie mogą istnieć swobodne obiekty?
- Callan, Gross 1973 - skalowanie Bjorkena występuje w teoriach pola z asymptotyczną swobodą:

oddziaływania słabną z malejącą odległością

- Czy istnieją takie teorie pola? TAK!

VOLUME 30, NUMBER 26 PHYSICAL REVIEW LETTERS 25 JUNE 1973

**Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories***

David J. Gross† and Frank Wilczek
*Joseph Henry Laboratories, Princeton University, Princeton, New Jersey 08540*
(Received 27 April 1973)

It is shown that a wide class of non-Abelian gauge theories have, up to calculable logarithmic corrections, free-field-theory asymptotic behavior. It is suggested that Bjorken scaling may be obtained from strong-interaction dynamics based on non-Abelian gauge symmetry.

# Chromodynamika kwantowa - teoria oddziaływań silnych

Volume 47B, number 4 PHYSICS LETTERS 26 November 1973

ADVANTAGES OF THE COLOR OCTET GLUON PICTURE ☆

H. FRITZSCH*, M. GELL-MANN and H. LEUTWYLER**
*California Institute of Technology, Pasadena, Calif. 91109, USA*

Received 1 October 1973

It is pointed out that there are several advantages in abstracting properties of hadrons and their currents from a Yang–Mills gauge model based on colored quarks and color octet gluons.

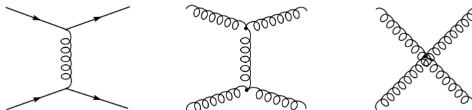
- Teoria Yanga-Millsa z lokalną grupą cechowania $SU(3)_c$
- 3 kolorowe pola kwarkowe + 8 kolorowych pól gluonowych

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix}, \qquad \hat{A}_\mu(x) = \sum_{a=1}^{8} A_\mu^a(x)\,\hat{T}^a$$

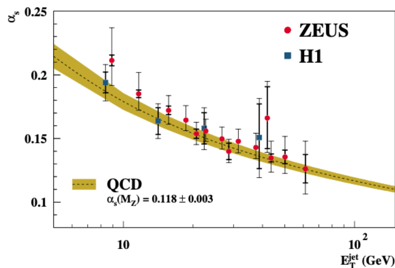
- $\hat{T}^a$ to 8 generatorów grupy $SU(3)_c$ (macierze $3 \times 3$)

# Chromodynamika kwantowa (QCD)

- Kwanty to kolorowe kwarki o spinie 1/2 i gluony o spinie 1.



- Asymptotyczna swoboda (Gross, Wilczek, Politzer, 73)




Stała sprzężenia silnego:

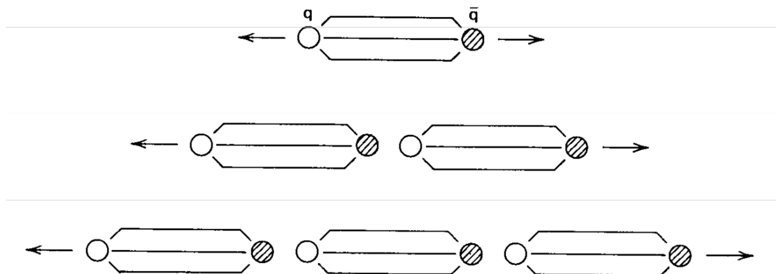
$$\alpha_s(\mu) = \frac{b}{\ln(\mu^2/\Lambda^2_{QCD})}$$

Skala: $\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV

- Uwięzienie na dużych odległościach ($\sim 1$ fm)

# Uwięzienie kwarków

- Asymptotycznie (w detektorach) obserwujemy tylko singlety kolorowe




- Rozpad $\Delta^{++} \to \pi^{+} \; + \; p$

$$uuu \;\to\; u\bar{d} \;+\; d\,uu$$

- Pełne wyjaśnienie uwięzienia to jeden z 7 problemów milenijnych.

# Nagrody Nobla

- Nagroda Nobla 1990:

  Jerome I. Friedman, Henry W. Kendall, Richard E. Taylor

  "For pioneering investigations concerning deep inelastic scattering of electrons on protons which have been essential for the development of the quark model".

- Nagroda Nobla 2004:

  David J. Gross, H. David Politzer, Frank Wilczek

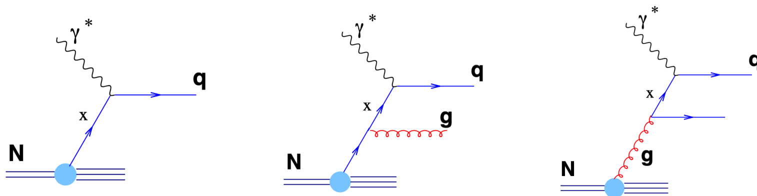
  "For the discovery of asymptotic freedom in the theory of the strong interactions".

- Nagrody honorują wkład do powstania teorii oddziaływań silnych

  CHROMODYNAMIKI KWANTOWEJ

# Model partonowy w QCD

- Partonami są kwanty QCD: kwarki, antykwarki i gluony.




- Każde z nich ma swoje gęstości partonowe

$$q_f(x, Q^2), \qquad \bar{q}_f(x, Q^2), \qquad G(x, Q^2)$$

gdzie $f = u, d, s, c, b, t$ to smak kwarku (flavor)

# Kwarki walencyjne

- Określają liczby kwantowe protonu: $Q, B, S, spin$. Ich gęstości to

$$u_{val} = q_u - \bar{q}_u \,, \qquad d_{val} = q_d - \bar{q}_d$$

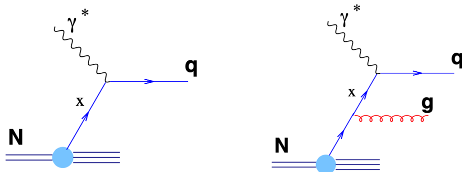
- Spełniają liczbową regułę sum dla każdego $Q^2$

$$\int_0^1 dx\, u_{val}(x, Q^2) = 2 \,, \qquad \int_0^1 dx\, d_{val}(x, Q^2) = 1$$

- Wszystkie partony spełniają pędową regułę sum dla każdego $Q^2$

$$\int_0^1 dx\, x \left\{ \sum_f \left[ q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2) \right] + G(x, Q^2) \right\} = 1$$

# Zależność gęstości partonowych od $Q^2$




- Sumując nieskończoną liczby emisji gluonowych otrzymujemy

$$q_{val}(x, Q^2 + \delta Q^2) = q_{val}(x, Q^2) + \frac{\delta Q^2}{Q^2} \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{qq}\left(\frac{x}{z}, \alpha_s\right) q_{val}(z, Q^2)$$

- Stąd równanie ewolucji dla kwarków walencyjnych

$$\frac{\partial q_{val}(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{qq}\left(\frac{x}{z}, \alpha_s\right) q_{val}(z, Q^2)$$

- Perturbacyjna QCD przewiduje zmianę gęstości partonowych z $Q^2$

# Równania ewolucji Altarelliego-Parisiego (DGLAP)

- W ogólności równania ewolucji DGLAP

$$\frac{\partial q_f}{\partial \log Q^2} = P_{qq} \otimes q_f + P_{qG} \otimes G$$
$$\frac{\partial \bar{q}_f}{\partial \log Q^2} = P_{qq} \otimes \bar{q}_f + P_{qG} \otimes G$$
$$\frac{\partial G}{\partial \log Q^2} = P_{GG} \otimes G + P_{Gq} \otimes \sum_f (q_f + \bar{q}_f)$$

- Potrzebne warunki początkowe by je rozwiązać

$$q_f(x, Q_0^2), \qquad \bar{q}_f(x, Q_0^2), \qquad G(x, Q_0^2)$$

- Fit rozkładów początkowych do danych eksperymentalnych.
- Równania DGLAP zachowują liczbową i pędową regułę sum.

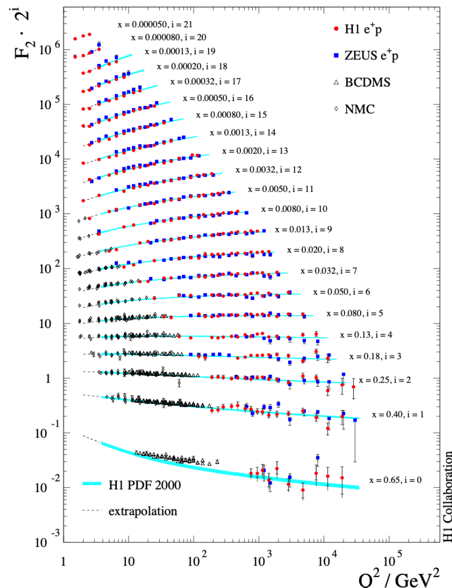
# Logarytmiczne łamanie skalowania Bjorken w DIS

- Funkcja struktury:

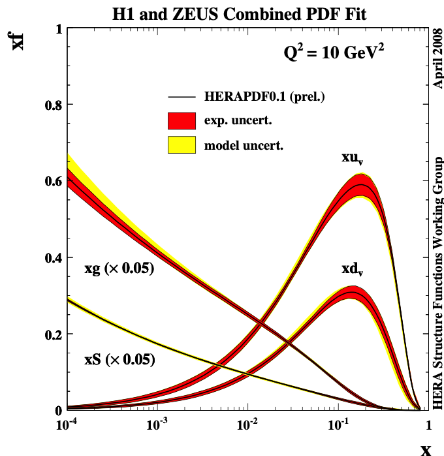
$$F_2(x,Q^2) = \sum_f e_f^2 \{x q_f + x\bar{q}_f\}$$

- Rozkłady kwarków zależą logarytmicznie od $Q^2$:

$$q_f = q_f(x, \ln(Q^2))$$



# Rozkłady partonowe

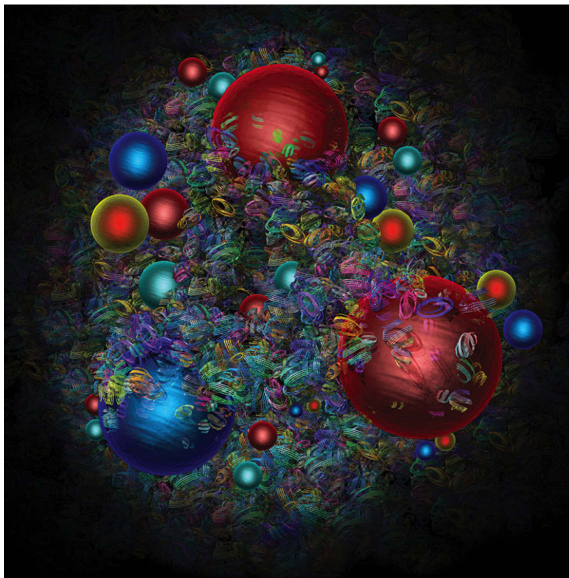



- Gluony niosą połowę pędu protonu.
- Powolne gluony z ułamkami $x \ll 1$ dominują strukturę protonu.

# Partonowa struktura protonu

kwarki walencyjne + pary kwark-antykwark + gluony

# Proton widziany oczami artysty



Dziękuję za uwagę

# Backup

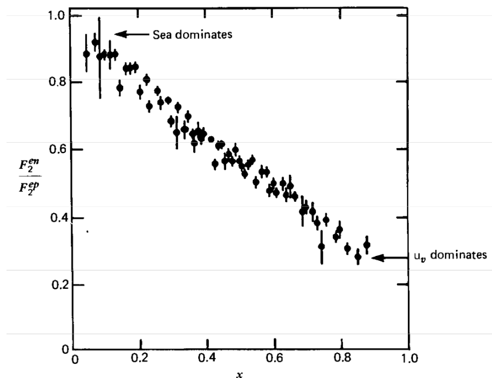
# Ładunki kwarków

- Z modelu kwarkowo-partonowego

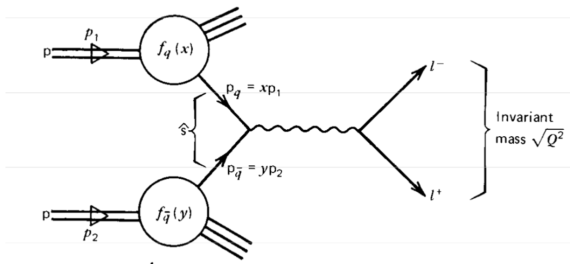
$$\frac{1}{x}F_2^{ep} = \frac{1}{9}\left[4u_{val} + d_{val}\right] + \frac{4}{3}S, \qquad \frac{1}{x}F_2^{en} = \frac{1}{9}\left[u_{val} + 4d_{val}\right] + \frac{4}{3}S$$

- Stąd stosunek

$$\frac{1}{4} < \frac{F_2^{en}}{F_2^{ep}} < 1$$

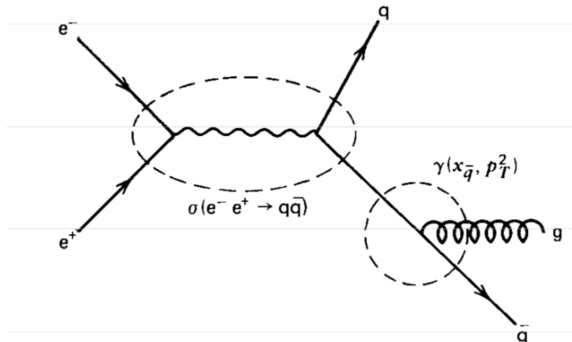


# Proces Drella-Yana w zderzeniach *pp*




$$\sigma_{DY} = \int dx \int dy\, q(x, Q^2)\, \bar{q}(y, Q^2)\, \hat{\sigma}(q\bar{q} \to l^+ l^-)$$

# Trzy dżety w zderzeniach $e^+e^-$



# Trzy dżety w zderzeniach $e^+e^-$ - PETRA

